

Magnetomechanische Chladni-Figuren

Über eine Anisotropie des ΔE -Effektes

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

zu München.

Vorgelegt von

Hans-Christoph Siegmann

aus Lindau/Bodensee

Mai 1961

Berichterstatter: Prof. Dr. W. GERLACH

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 1961



Sonderdruck

aus Zeitschrift für Physik, Bd. 165, Heft 4, S. 369—386 (1961)

Springer-Verlag · Berlin · Göttingen · Heidelberg

Aus dem 1. Physikalischen Institut der Universität München

Magnetomechanische Chladni-Figuren

Über eine Anisotropie des ΔE -Effektes

Von

HANS-CHRISTOPH SIEGMANN

Mit 16 Figuren im Text

(Eingegangen am 31. Juli 1961)

Die akustischen Eigenfrequenzen kreisförmiger ferromagnetischer Platten (Chladni-Figuren) werden durch Magnetisieren geändert. Diese vom Material und vom Winkel zwischen Feldrichtung und Knotendurchmessern abhängige relative Frequenzänderung $\Delta\nu/\nu_0$, aufgetragen im Polardiagramm, liefert „magnetomechanische Chladni-Figuren“. Die Änderung des Elastizitätsmoduls durch Magnetisieren (ΔE -Effekt) erweist sich als abhängig von der Richtung der Spannungen relativ zur Magnetisierungsrichtung („Anisotropie des ΔE -Effektes“).

Gemessen wird an Nickelplatten verschiedener magnetischer Härte und an Platten aus Fe-Ni mit 36, 46 und 78% Ni. Die Anisotropie des ΔE -Effektes ist ein Maß für die lineare Sättigungsmagnetostraktion und die Messung der Temperaturabhängigkeit stellt eine einfache Methode zur Bestimmung ihres Temperaturganges dar. Die Besonderheiten im Feld- und Temperaturverlauf des Torsionsmoduls können mit der Anisotropie des ΔE -Effektes erklärt werden. Der Unterschied zwischen dem am Biegeversuch und dem am Dehnungsversuch gemessenen E -Modul wird verständlich. Die Poissonsche Gleichung gilt im Magnetfeld nicht.

1. Wird eine im Zentrum gehaltene, bis zur Sättigung magnetisierte ferromagnetische runde Platte zu einer Eigenschwingung erregt und der Winkel zwischen Feldrichtung und Knotendurchmesser (im folgenden abgekürzt KnD) durch Drehung des Magnetfeldes geändert, so ändert sich periodisch die Frequenz. $\Delta\nu/\nu$ im Polardiagramm aufgetragen liefert die in Fig. 1 aus Meßpunkten von 10 zu 10° gezeichneten magnetomechanischen Chladni-Figuren einer Nickelplatte. Die Lage der Extrema wurde genauer ermittelt. Bezugsfrequenz für die relativen Frequenzänderungen ist die Eigenfrequenz im remanent magnetisierten Zustand. Die gemessenen vier Schwingungsformen sind schematisch dargestellt. Die Erregung der Schwingungen erfolgte so, daß in der 0° — 180° -Richtung ein Schwingungsbauch entstehen mußte. Die Frequenzänderung hängt also von der Schwingungsform und der Richtung des magnetischen Feldes ab. Die Zahl der Maxima und Minima ist doppelt so groß wie die Zahl der KnD, die Winkelperiode der Extrema entspricht der der KnD*.

* Ähnliche Versuche wurden, freilich ohne Erfolg, schon von M. E. WARTMANN [Ann. Chimie et Phys., 3. Ser. **24**, 360 (1848)] durchgeführt.

Die Meßapparatur

2. Die Meßapparatur (Fig. 2) besteht aus zwei Teilen:

a) dem Försterschen „Elastomaten“¹ zur Erregung und Messung der Eigenfrequenzen und zur Dämpfungsmessung,

b) den Helmholtz-Spulen zur Erzeugung des drehbaren homogenen Magnetfeldes, den Induktionsspulen zur Messung der Magnetisierung und dem Ofen mit Thermoelement zu den Temperaturversuchen.

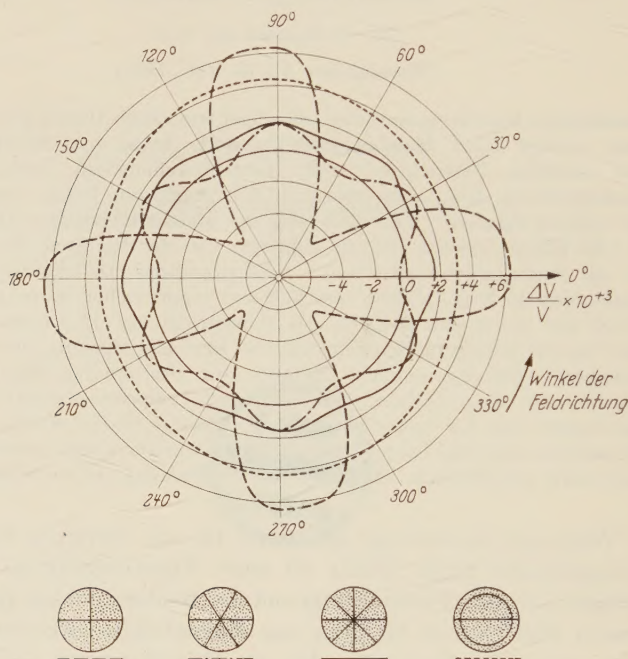


Fig. 1. Magnetomechanische Chladni-Figuren

Der zur Messung der Eigenfrequenz von Stäben gebaute Elastomat ist bei geeigneter Lagerung der Platte und geeigneter Ankopplung an den Sender und Empfänger auch zur Messung an Platten benützbar. Die elektrisch erzeugten Schwingungen eines Seignettesalzkristalls (0,6 bis 26 kHz kontinuierlich regelbar) im Frequenzsender F.S. werden durch die Ankopplung A_s *, bestehend aus einem Quarzstab, der zu einem Faden ausgezogen ist, auf die Probe P übertragen, indem der

* Die normalerweise verwendeten Nickelröhrchen sind bei Messungen im Magnetfeld und bei Temperaturversuchen nicht brauchbar.

¹ FÖRSTER, F.: Industrie-Anzeiger, 220/227 (1955). Eine ausführliche Veröffentlichung ist nach einer Mitteilung von Herrn Dr. FÖRSTER, Reutlingen i. Wttbg., in Vorbereitung (Z. Metallkde.).

Quarzfaden, leicht gekrümmt, gegen die Probe drückt. Die Ankopplung A_e an den Frequenzempfänger F.E. geschieht in gleicher Weise. Durchmesser und Länge der Quarzstäbe sind 0,1 und 20, der Fäden etwa 10^{-3} und 3 cm. Die günstigste Fadenlänge und Fadendicke wurde durch Versuche ermittelt. Die günstigste Ankopplung wurde mit fein regulierbaren Stativen, die F.S. und F.E. halten, eingestellt. Die Platten wurden mit einer Messingnadel N , an der das Thermoelement E festgelötet war, in einem Loch von 0,5 mm Durchmesser in der Mitte aufgespießt. Zu den Temperaturversuchen dient der Ofen. N sitzt zur Vermeidung von Wärmeableitung auf einem Quarzstab Q . Das drehbare Magnetfeld wurde mit wassergekühlten Helmholtz-Spulen (Radius 13 cm, Windungsquerschnitt 9 cm^2) erzeugt. Der Mittelpunkt der Platte lag sowohl im Mittelpunkt des Helmholtz-Feldes als auch in seiner Drehachse.

Theoretische Grundlagen

3. Die Spannungsverteilung in der schwingenden Platte. Die magnetomechanischen Chladni-Figuren der Fig. 1 sind durch die in der schwingenden Platte auftretenden Spannungen zu erklären, weil die an den Seitenflächen eines Volumenelementes auftretenden Spannungen in charakteristischer Weise davon abhängig sind, ob es in einem Schwingungsbauch oder in einem Schwingungsknoten liegt. Für die Normalspannungen σ , die an den Seitenflächen eines Plattenelementes (Fig. 3 a) auftreten, gilt unter der hier erfüllten Voraussetzung, daß die Platte dünn und die Schwingungsamplituden klein gegenüber der Dicke $2h$ sind²:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{-\mu \cdot E}{\mu^2 - 1} \cdot z \cdot (\mu \cdot \partial^2 \xi / \partial x^2 + \partial^2 \xi / \partial y^2) \\ \sigma_y &= \frac{-\mu \cdot E}{\mu^2 - 1} \cdot z \cdot (\partial^2 \xi / \partial x^2 + \mu \cdot \partial^2 \xi / \partial y^2) \\ \sigma_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

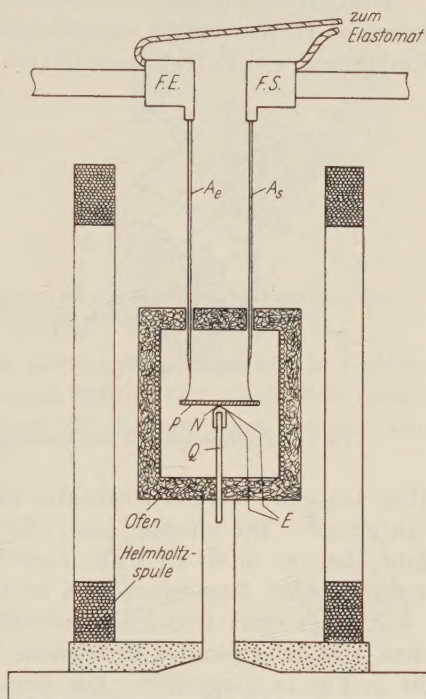


Fig. 2. Meßapparatur, schematisch

² FÖPPL, A.: Vorlesungen über Technische Mechanik, Bd. V, S. 97. Leipzig 1907.

(μ = reziproker Wert der Poissonschen Konstanten, E = Elastizitätsmodul) z ist der Abstand der betrachteten Stelle von der Mittelebene, der x - y -Ebene des Koordinatensystems (in Fig. 3 a gestrichelt). $\xi_{n,m}(x, y)$ ist die Gleichung der verbogenen Mittelebene bei der Schwingung mit n KnD und m KnK (KnK = Knotenkreis). $\partial^2 \xi / \partial x^2$ und $\partial^2 \xi / \partial y^2$ sind die Krümmungen der verbogenen Mittelebene, da nur kleine Verbiegungen vorkommen sollen.

Die Berechnung der Normalspannungen aus der für jede Schwingungsform von G. KIRCHHOFF angegebenen Funktion $\xi_{n,m}(x, y)$ ³ liefert nach Einführung von Zylinderkoordinaten die Normalspannungen σ_r und σ_φ

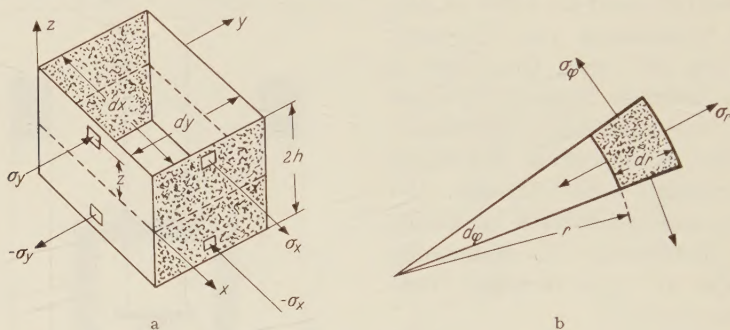


Fig. 3. a Plattenelement mit Normalspannungen. b Übergang zu Zylinderkoordinaten

(Fig. 3 b) eines Volumenelementes $r d\varphi \cdot dr \cdot dz$ im Abstand z von der Mittelebene. Die umständliche, aber prinzipiell einfache Rechnung ergibt, daß die in einem KnD liegenden Volumenelemente normalspannungsfrei sind, längs eines KnK im allgemeinen aber nicht.

σ_r längs eines zum Plattenmittelpunkt konzentrischen Kreises mit dem Abstand z von der Mittelebene für die Schwingung mit zwei KnD ist in Fig. 4a dargestellt. Aus Symmetriegründen ist σ_r in der Mitte zwischen den beiden KnD maximal und geht bei Überschreiten eines KnD durch 0. Die σ_φ haben den gleichen Verlauf. σ_r bzw. σ_φ zeigt Fig. 4b bei der Schwingung mit einem KnK und einem KnD längs eines Kreises $r = \text{const}$, $z = \text{const}$. Auf dem KnK sind die Normalspannungen von 0 verschieden. Auf dem KnD sind sie 0 und haben auf seinen beiden Seiten verschiedene Vorzeichen.

Die Größenordnung der σ_r und σ_φ ergibt sich nach (1) aus der Amplitude der Schwingungen, die etwa 10^{-4} cm beträgt. Mit $E = 2,01 \cdot 10^{12}$ dyn/cm², $\mu = 3,3$ und $z = 0,05$ cm sind die bei der Schwingung mit zwei KnD an einer Nickelplatte auftretenden Spannungen höchstens von der Größenordnung 10^8 dyn/cm² oder 1 kp/mm².

³ HORT-THOMA: Die Differentialgleichungen der Technik und Physik. Leipzig: Johann Ambrosius Barth 1954.

Wenn die beiden Normalspannungen σ_r und σ_φ ungleiches Vorzeichen haben, wird das Volumenelement an der einen Seite verlängert, an der anderen verkürzt, haben sie gleiches Vorzeichen, wird das Volumenelement zweiseitig gedehnt bzw. zweiseitig gekürzt. Nach (1) tritt der

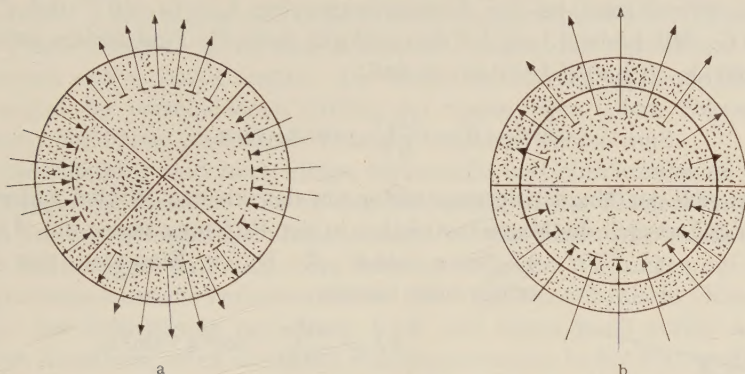


Fig. 4 a u. b. Die Spannung σ_r längs eines Kreises. a Schwingung mit zwei Knotendurchmessern; b Schwingung mit einem Knotenkreis und einem Knotendurchmesser

erste Fall dann ein, wenn die beiden Hauptkrümmungen gleiche Größenordnung, aber verschiedene Vorzeichen haben. Der zweite Fall kommt bei den Verbiegungen vor, bei denen die Krümmungen gleiches Vorzeichen haben. Deshalb ist die Deformation in Fig. 5a für die Schwingung mit zwei KnD, der Deformationstypus von Fig. 5b bis auf die Randzone außerhalb des KnK für die Schwingung mit einem KnK und einem KnD charakteristisch.

4. Ableitung von Formeln für die Temperatur- und Feldabhängigkeit der magnetomechanischen Chladni-Figuren. Aus der Spannungsverteilung in der schwingenden Platte ergibt sich die Erklärung für die magnetomechanischen Chladni-Figuren. Es sei ein Volumenelement bis zur Sättigung magnetisiert. Die Richtung seiner Magnetisierung J_s schließe mit der an ihm angreifenden Spannung σ den Winkel α ein. Dann übt σ auf J_s ein Drehmoment vom Betrag:

$$M_\sigma = 3 \lambda_{\parallel} \sigma \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \quad (2)$$

aus⁴. ($\lambda_{\parallel}$ ist die in Feldrichtung gemessene lineare Sättigungsmagnetostraktion.) Bei den Plattenschwingungen werden Drehmomente M_σ von

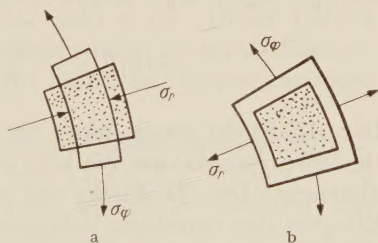


Fig. 5 a u. b. Deformation der Volumenelemente. a Schwingung mit 2 KnD; b Schwingung mit 1 KnK und 1 KnD

⁴ BECKER, R., u. W. DÖRING: Ferromagnetismus. Berlin: Springer 1939.

den Spannungen σ_r und σ_φ erzeugt. Weil durch sie der Magnetisierungsvektor J_s um den Winkel β aus der Feldrichtung herausgedreht wird (Fig. 6), übt das Magnetfeld H ein Drehmoment $M_H = H \cdot J_s \cdot \sin \beta$ aus. Da M_H und M_σ gleich groß sein müssen, folgt: $\sin \beta = ((3 \lambda_{\parallel} \sigma)/H J_s) \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha$. Für Nickel ist bei Zimmertemperatur $\lambda_{\parallel} = 34 \cdot 10^{-6}$ und $J_s = 6100$ G. Mit (siehe 3.) $\sigma \leq 10^8$ dyn/cm² gilt dann für Feldstärken größer als 300 Oe: $(3 \lambda_{\parallel} \sigma)/H J_s < 0,07$, so daß:

$$\sin \beta \approx \beta = \frac{3 \lambda_{\parallel} \sigma}{H J_s} \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha. \quad (3)$$

Wenn sich der Magnetisierungsvektor um den kleinen Winkel β dreht, dann ändert sich die Magnetostriktion in der Richtung von σ um $\Delta \lambda = 3 \lambda_{\parallel} (\cos \alpha \cdot \sin \alpha) \cdot \beta$. Durch Einsetzen von (3) erhält man hieraus:

$$\Delta \lambda = \frac{9 \lambda_{\parallel}^2 \sigma}{H J_s} \cdot \cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \alpha. \quad (4)$$



Fig. 6. Bedeutung der Winkel α und β

$\Delta \lambda$ ist die zusätzliche, durch magnetische Ursachen bedingte Dehnung ϵ_m , die sich der normalen elastischen Dehnung ϵ_0 überlagert und den ΔE -Effekt bedingt. Es gilt⁴: $\Delta(1/E) = \epsilon_m/\sigma$. Wenn E_0 der E -Modul für $\epsilon_m = 0$ ist und die vorkommenden Änderungen von E_0 klein sind, so gilt: $\Delta E/E_0 = (\epsilon_m/\sigma) \cdot E_0$. Wegen $\Delta \lambda = \epsilon_m$ ergibt sich mit (4):

$$(\Delta E/E_0)_\alpha = \frac{\lambda_{\parallel}^2 \cdot E_0}{H J_s} \cdot 9 \cdot \cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \alpha. \quad (5)$$

Der ΔE -Effekt eines durch ein Magnetfeld H gesättigten Volumenelementes ist also vom Winkel α zwischen Spannungen und Feldrichtung abhängig. Der ΔE -Effekt der ganzen Platte setzt sich aus den ΔE -Effekten der einzelnen Volumenelemente zusammen. Betrachtet man die Volumenelemente längs eines zum Plattenmittelpunkt konzentrischen Kreises, so greifen die Spannungen jedes einzelnen Volumenelementes unter einem anderen Winkel relativ zur Magnetisierungsrichtung an (Fig. 4). Der ΔE -Effekt der ganzen Platte stellt deshalb einen Mittelwert der ΔE -Effekte der einzelnen Volumenelemente dar. Ändert man die Feldrichtung relativ zu dem oder den KnD, so wird dieser Mittelwert im allgemeinen seinen Betrag ändern. Da jedoch die Winkel α sich mit der Feldstärke und der Temperatur nicht ändern, ist die Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit des Mittelwertes allein durch den Faktor $(\lambda_{\parallel}^2 \cdot E_0)/H J_s$ gegeben.

Für die Messungen sind nur die beiden „extremen“ Feldrichtungen von Interesse, bei welchen je nach der gewählten Eigenschwingung die magnetomechanische Chladni-Figur (Fig. 1) ein Minimum bzw. ein

Maximum zeigt. Die Temperatur- und Feldstärkeabhängigkeit der Differenz des ΔE -Effektes in diesen beiden extremen Feldrichtungen ist:

$$(\Delta E/E_0)_A = \frac{\lambda_{\parallel}^2 \cdot E_0}{H J_s} \cdot C. \quad (6)$$

Der Index A soll zeigen, daß es sich um die Anisotropie des ΔE -Effektes der Platte handelt. C ist eine Konstante, welche die Mittelwerte der Faktoren $\cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \alpha$ angibt. Die Mittelwertbildung ist kompliziert, da wegen der verschiedenen Größen der Spannungen jedem Volumenelement der Platte ein anderes Gewicht beigelegt werden muß.

Abschließend sind noch einige ergänzende und einschränkende Bemerkungen zu machen. Die an den Seitenflächen der Plattenelemente (Fig. 3 a) auftretenden Schubspannungen wurden bisher vernachlässigt. Man kann zeigen, daß auch diese Schubspannungen Wirkungen auf das magnetomechanische Verhalten haben: Die magnetomechanische Chladni-Figur der Schwingung mit einem KnK und einem KnD müßte nach (5) ein Kreis sein, wenn sämtliche Hauptspannungen in der Plattenebene liegen würden, d.h. die Wirkung der Schubspannungen zu vernachlässigen wäre. Wegen $\cos^2 \alpha \cdot \sin^2 \alpha = \cos^2(\alpha - 90^\circ) \cdot \sin^2(\alpha - 90^\circ)$ bleibt nämlich nach (5) die Anisotropie des ΔE -Effektes in jedem Volumenelement die gleiche, wenn man die Feldrichtung um 90° dreht und sämtliche Hauptspannungen in der Plattenebene liegen; dann darf der ΔE -Effekt der Platte keine Anisotropie zeigen. Aus Fig. 1 ersieht man, daß die Anisotropie zwar sehr klein, aber nicht exakt 0 ist. Dieser Befund deutet darauf hin, daß die Schubspannungen nicht zu vernachlässigen sind, oder mit anderen Worten, daß nicht sämtliche Hauptspannungen in der Plattenebene liegen.

Bei der Ableitung von (6) wurde die der Versuchsanordnung entsprechende Voraussetzung gemacht, daß $3\lambda_{\parallel}\sigma < HJ_s$. Wenn H zu klein oder σ zu groß ist, ergeben sich völlig andere Verhältnisse. Das kann man aus (3) ersehen. Wenn die Spannung und die Feldrichtung parallel sind ($\alpha = 0$), so folgt: $\beta = 0$. Das bedeutet nach Fig. 6, daß J_s nicht aus der Feldrichtung abgelenkt wird. Demgegenüber stellen sich die J_s bekanntlich in einem longitudinal magnetisierten Nickeldraht unter Zug senkrecht zur Feldrichtung, obwohl auch bei diesem Versuch Spannung und Feldrichtung parallel sind. Eine Analyse zeigt, daß hier $3\lambda_{\parallel}\sigma > HJ_s$ sein muß. Die Ungleichung $3\lambda_{\parallel}\sigma < HJ_s$ ist also eine für die Gültigkeit von (5) oder (6) sehr wesentliche Bedingung.

Experimentelle Ergebnisse

5. Das Frequenzspektrum einer Nickelplatte mit $2R = 45$ mm und der Dicke $2h = 1$ mm ist (Tabelle) nach der Kirchhoffschen Formel³ berechnet (eingeklammelter Wert) und mit dem Elastomaten gemessen.

Die Frequenzspektren von Platten aus anderen Materialien und mit anderen Dimensionen ergeben sich durch Multiplikation mit einem geeigneten Faktor.

Tabelle. *Spektrum der Eigenfrequenzen in kHz, gemessen und (berechnet). Reinnickelplatte mit $2R = 45$ mm und $2h = 1$ mm, n = Zahl der KnD, m = Zahl der KnK*

m	$n \rightarrow$	0	1	2	3	4	5
$\downarrow$	0	x	x	(2,52) 2,52	(5,83) 5,96	(10,2) 10,2	(15,6) —
	1	(4,06) 4,07	(9,32) 9,57	(16,1) —	(24,2) —		
	2	(17,5) —	(27,3) —				

6. Fe-Ni mit 78% Ni. Die lineare Magnetostriktion der Legierung ist sehr klein. Der ΔE -Effekt einer Platte von $2R = 26$ mm und der Dicke $2h = 0,4$ mm, Frequenz der Schwingung mit zwei KnD 2,69 kHz, betrug bei 800 Oe etwa 0,2%. Die magnetomechanischen Chladni-Figuren waren innerhalb der Meßgenauigkeit Kreise, die Anisotropie des ΔE -Effektes ist also null.

7. Reinnickel. (Für das Material danke ich den Vereinigten Nickelwerken, Schwerte, Ruhr.) Untersucht wurden Platten mit $2R = 45$ mm, $2h = 1$ mm, im Anlieferungszustand ($H_c = 27$ Oe) und getemperte Platten (10h bei 600° C, $H_c = 19$ Oe, drei Wochen bei 500° C, $H_c = 3$ Oe). Ihre magnetische und elastische Homogenität wurde geprüft.

Zur Ermittlung der Lage der KnD wird bei konstanter Feldstärke die Feldrichtung variiert. Die Winkel der Maxima bzw. Minima der Resonanzfrequenzen sind mit einer Genauigkeit von 2° ermittelt. Dann wird die Feldrichtung auf einen Winkel eingestellt und die Feldstärke variiert. Zur Kontrolle der Konstanz der Versuchsverhältnisse wurde laufend zwischen zwei Feldmessungen die Frequenz bei remanenter Magnetisierung gemessen. Es wurde bei der Schwingung mit zwei KnD und bei der Schwingung mit einem KnK und einem KnD gemessen.

Für die Frequenz ν einer Platte gilt $\nu = \text{const} \cdot (E/\rho)^{1/2}$ (ρ = Dichte des Materials). Wegen der relativ kleinen Frequenzänderungen im Magnetfeld folgt: $\Delta E/E_0 = 2 \cdot \Delta \nu/\nu_0$. Ist $\Delta \nu$ die Differenz der Frequenzen bei den zwei „extremen“ Feldrichtungen (siehe 4.), so erhält man $(\Delta E/E_0)_A$. Bezugspunkt für die Änderungen des E -Moduls ist der E -Modul E_0 , berechnet aus der bei allen Feldrichtungen gleichen Eigenfrequenz ν_0 bei $H \rightarrow \infty$. Es wurde hier an Stelle von ν_0 die Frequenz bei 800 Oe oder auch 690 Oe eingesetzt; der entstehende Fehler ist zu vernachlässigen, wenn der Winkel zwischen H und den KnD 45° ist (im

folgenden abgekürzt $\angle (H, \text{KnD}) 45^\circ$), da dann die Frequenz ν_0 schon fast erreicht ist.

7a. In Fig. 7 ist die Anisotropie des ΔE -Effektes (Differenz zwischen Maximum und Minimum der magnetomechanischen Chladni-Figur) als Funktion der Feldstärke aufgetragen (Schwingung mit zwei KnD). Bei Feldstärken größer 500 Oe ergibt die Messung an der weichen Probe eine Hyperbel (punktierte Linie). Die Kurven der härteren Proben nähern sich ihr mit wachsendem Feld. Bei einer bestimmten Feldstärke erreicht die Anisotropie des ΔE -Effektes ein Maximum, das sich mit zunehmender magnetischer Härte zu höheren Feldstärken hin verschiebt.

An Hand der schematischen Darstellung (Fig. 8) wird die Kurvenform der Fig. 7 erklärt. An einer Seite einer polykristallinen quadratischen Platte greift eine Normalspannung σ an. Der Fall $H \parallel \sigma$ entspricht bei der schwingenden Platte näherungsweise

$\angle (H, \text{KnD}) 45^\circ$ (vgl. Fig. 4a). Ist $\angle (H, \sigma) 45^\circ$, so entspricht das bei der Platte $\angle (H, \text{KnD}) 0$ bzw. 90° .

Bei ① ($H = 0$) sind die Magnetisierungsvektoren gleichverteilt. Die Spannung σ übt auf jeden Magnetisierungsvektor J_s (Pfeile) ein anderes Drehmoment aus [vgl. (2)]. Der ΔE -Effekt des ganzen Körpers berechnet sich aus dem mittleren Drehmoment $\bar{M}_q$.

Bei ② (schwaches Magnetfeld) wird die Gleichverteilung der J_s aufgehoben. Das von σ erzeugte mittlere Drehmoment hat bei 2a einen anderen Wert als bei 2b, es tritt eine Anisotropie des ΔE -Effektes ein, deren Größe von der Differenz der mittleren Drehmomente bei 2a und 2b abhängt.

Bei ③ (stärkeres Magnetfeld) liegen die J_s schon nahe in Feldrichtung. Die Differenz der mittleren Drehmomente für 3a und 3b und damit die Anisotropie des ΔE -Effektes ist größer.

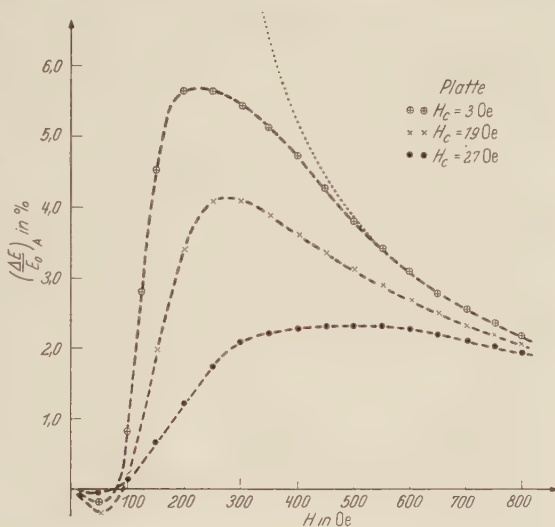


Fig. 7. Die Anisotropie des ΔE -Effektes bei der Schwingung mit 2 KnD als Funktion der Feldstärke, gemessen an Nickelplatten verschiedener magnetischer Härte

Bei ④ (magnetische Sättigung) ist für $H \parallel \sigma$ (4a) das Drehmoment der Spannung σ 0, bei 4b maximal; die Differenz der Drehmomente ist ebenfalls maximal. Es gilt Formel (6): bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes nimmt die Anisotropie des ΔE -Effektes wieder ab.

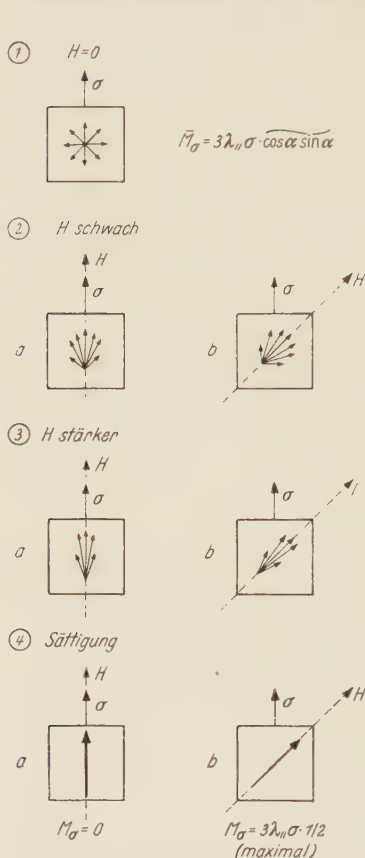


Fig. 8. Erklärung s. Text

Der Anstieg der Kurven in Fig. 7 ist also durch das Anwachsen der Differenz der mittleren Drehmomente bedingt, während der Abfall bei höheren Feldstärken aus (6) folgt. Die Feldstärke, bei der ④ erreicht wird, hängt von der magnetischen Härte des Materials ab. Deshalb steigen die Kurven der Proben mit kleiner Koerzitivkraft steil, mit größerer Koerzitivkraft dagegen flach an. Unabhängig von der Koerzitivkraft nähern sich die Kurven bei höheren Feldstärken, wie es (6) verlangt, wo die inneren Spannungen nicht vorkommen.

Bei Feldstärken unter etwa 90 Oe ist die Anisotropie des ΔE -Effektes negativ. Eine Abschätzung ergibt, daß bei dieser Feldstärke die Spannungsenergie $3\lambda_{||}\sigma$ gleich oder größer als die Feldenergie HJ_s wird. Dann ändern sich die Verhältnisse wesentlich (siehe 4.). Die Durchführung der Rechnung für $3\lambda_{||}\sigma > HJ_s$ ist sehr kompliziert und in diesem Zusammenhang ohne Interesse, da die Versuchsanordnung es nicht gestattet, für diesen Fall einfache Aussagen zu machen.

7b. Fig. 9 zeigt ΔE -Effekt (Platten mit $H_c = 3, 19$ und 27 Oe) und Dämpfung (Platte mit $H_c = 27$ Oe) bei der Schwingung mit zwei KnD als Funktion der Feldstärke für zwei Feldrichtungen: es ist erstens $\angle(H, \text{KnD}) 45^\circ$ und zweitens $\angle(H, \text{KnD}) 0^\circ$ bzw. 90° . Der ΔE -Effekt hat unabhängig von der Feldrichtung relativ zu den KnD ein Minimum. Wenn $\angle(H, \text{KnD}) 0^\circ$ bzw. 90° liegt das Minimum bei höheren Feldstärken und ist tiefer; es ist analog dem Minimum des Torsionsmoduls zu erklären (siehe 10.). Erwartungsgemäß bewirkt die Glühung eine starke Erniedrigung des E -Moduls bei kleinen Feldstärken; die Minima

liegen bei niedrigeren Feldstärken. Bei der Feldabhängigkeit der Dämpfung (untere Kurve) entsprechen die Maxima den Minima des ΔE -Effektes. Die Dämpfungswerte sind nicht gut reproduzierbar.

Fig. 10 zeigt ΔE -Effekt und Dämpfung als Funktion der Feldstärke bei der Schwingung mit einem KnK und einem KnD, Feldrichtung einmal parallel, einmal senkrecht zum KnD. Je kleiner H_c , desto größer ist die Erniedrigung des E -Moduls bei kleinen Feldstärken. Der ΔE -Effekt der Platte $H_c = 3 \text{ Oe}$ war bei $H = 0$ 7,5 % und verlief steiler als bei der Platte $H_c = 19 \text{ Oe}$; ein Minimum war nicht vorhanden. Die Abhängigkeit des ΔE -Effektes von der Magnetisierungsrichtung bei der Schwingung mit einem KnK und einem KnD beruht auf dem Einfluß der Schubspannungen (siehe 4.). Aus dieser Feststellung können noch Folgerungen gezogen werden (siehe 11.).

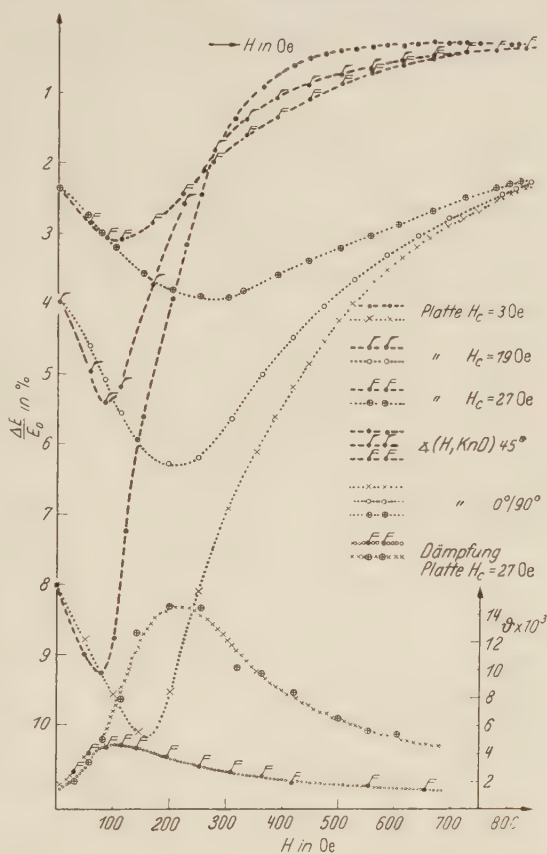


Fig. 9. ΔE -Effekt und Dämpfung, gemessen an der Schwingung mit 2 KnD in den beiden extremen Feldrichtungen, als Funktion der Feldstärke

Die Dämpfung kommt von den bei der Schwingung der Magnetisierungsvektoren um ihre Ruhelage entstehenden Wirbelströmen. Ist deren Amplitude groß, so ist auch die Erniedrigung des E -Moduls und die Dämpfung durch die Wirbelströme groß. Deshalb ist die Feldabhängigkeit beider Effekte ähnlich.

8. Es wurde die Temperaturabhängigkeit der Anisotropie des ΔE -Effektes bei konstanter Feldstärke gemessen und aus ihr der Temperaturgang der linearen Sättigungsmagnetostriktion und der Größe $J_s^2/\lambda_{||}$

nach (6) berechnet. Die Messung der Anisotropie des ΔE -Effektes erweist sich als eine einfache Methode zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der linearen Sättigungsmagnetostriktion.

Die Temperatur wurde mit dem Ofen (Fig. 2) erzeugt, die Feldstärke konstant auf 690 Oe gehalten. Gemessen wurden die Resonanzfrequenzen in den beiden extremen Feldrichtungen (Schwingungen mit zwei

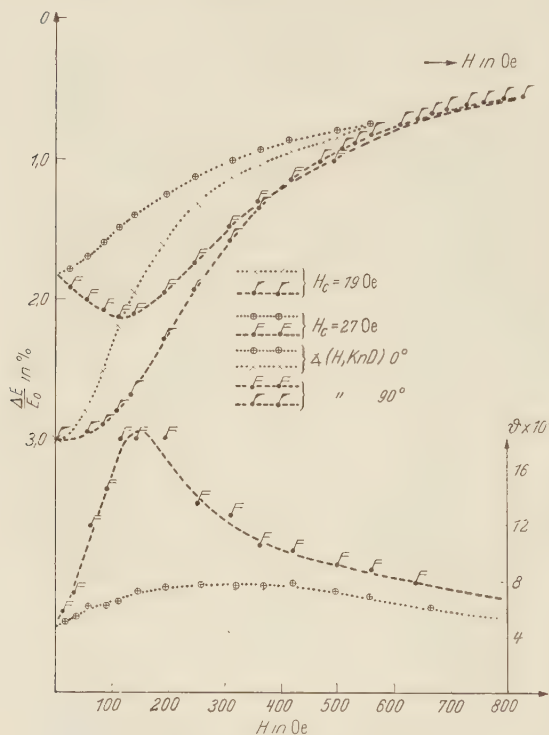


Fig. 10. ΔE -Effekt und Dämpfung, gemessen an der Schwingung mit 1 KnK und 1 KnD in den beiden extremen Feldrichtungen, als Funktion der Feldstärke

KnD, Nickelplatten mit $H_c = 3$ und 19 Oe). In Fig. 11 ist das dem E -Modul proportionale Quadrat der Resonanzfrequenzen, gemessen an der Platte mit $H_c = 19$ Oe, als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die Platte $H_c = 3$ Oe ergibt die gleichen Kurven.

Der Temperaturgang der Anisotropie des ΔE -Effektes ist nach Formel (6) $(\lambda_{\parallel}^2 \cdot E_0) / H J_s$ proportional. Aus E_0 (E -Modul für $H \rightarrow \infty$) und $J_s = f(T)$ ist die Temperaturabhängigkeit der linearen Sättigungsmagnetostriktion berechnet (Fig. 12, untere Kurve). Die Berechnung von E_0 aus der Frequenz bei 690 Oe [$\angle(H, \text{KnD}) 45^\circ$] bringt nur einen vernachlässigbaren Fehler. Der Temperaturgang von E_0 ist der oberen Kurve in Fig. 11 proportional. Das wirksame magnetische Feld ist wegen des von J_s abhängigen entmagnetisierenden Feldes nicht temperaturkonstant. Die Größenordnung des Entmagnetisierungsfaktors folgt aus der Hysteresekurve zu $N = 0,3$. Mit ihm wurde das entmagnetisierende Feld für jede Temperatur berechnet. Der Einfluß von N ist jedoch so gering, daß die Werte für $\lambda_{\parallel}$ sich noch nicht merklich verschieben, wenn man N um 30% ändert. Die Werte in Fig. 12 sind bei 20° auf 10 normiert. Die Messungen an den Platten $H_c = 19$ Oe (Kreise) und $H_c = 3$ Oe (Kreuze) liefern innerhalb der Meßgenauigkeit den

Der Temperaturgang von E_0 ist der oberen Kurve in Fig. 11 proportional. Das wirksame magnetische Feld ist wegen des von J_s abhängigen entmagnetisierenden Feldes nicht temperaturkonstant. Die Größenordnung des Entmagnetisierungsfaktors folgt aus der Hysteresekurve zu $N = 0,3$. Mit ihm wurde das entmagnetisierende Feld für jede Temperatur berechnet. Der Einfluß von N ist jedoch so gering, daß die Werte für $\lambda_{\parallel}$ sich noch nicht merklich verschieben, wenn man N um 30% ändert. Die Werte in Fig. 12 sind bei 20° auf 10 normiert. Die Messungen an den Platten $H_c = 19$ Oe (Kreise) und $H_c = 3$ Oe (Kreuze) liefern innerhalb der Meßgenauigkeit den

gleichen Temperaturgang von $\lambda_{\parallel}$. Diese Methode zur Messung der Temperaturabhängigkeit der linearen Sättigungsmagnetostriktion ist einfach, weil nur Frequenzen zu messen sind; wegen der Differenzbildung zwischen den Frequenzen bei den zwei Feldrichtungen fallen alle isotropen Effekte heraus, z.B. die Wärmeausdehnung und die Volumenmagnetostriktion (siehe 9.). Die Methode ist beschränkt auf plattenförmige Proben.

Der Temperaturgang von $J_s^2/\lambda_{\parallel}$ (Fig. 12, obere Kurve), bei 20° C auf 10 normiert, ist von Wichtigkeit bei der Deutung des Temperaturganges der Anfangssuszeptibilität χ_0^5 . Die bisher vorliegenden Bestimmungen dieser

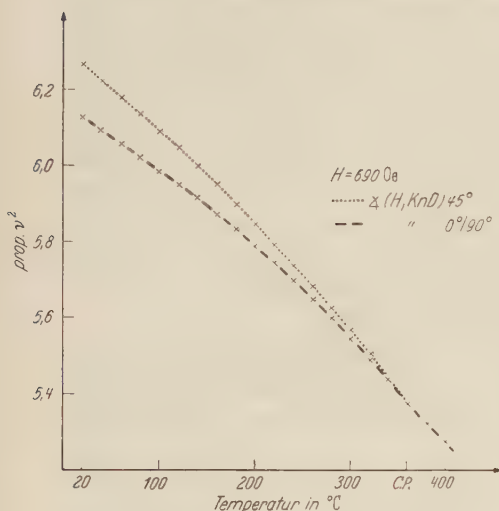


Fig. 11. Die Temperaturabhängigkeit des Quadrates der Frequenz der Schwingung mit 2 KnD (prop. zum E -Modul) bei den zwei extremen Feldrichtungen und konstanter Feldstärke, gemessen an der Nickelplatte mit $H_c = 49$ Oe. (Die Platte mit $H_c = 3$ Oe ergibt die gleichen Kurven)

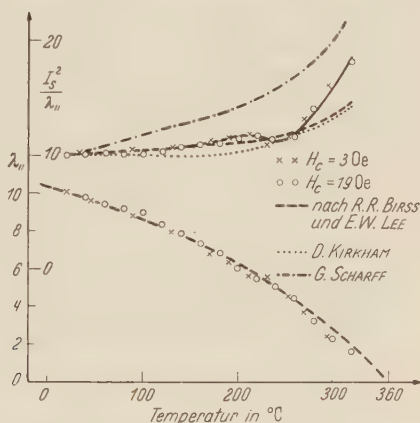


Fig. 12. Der Temperaturgang der linearen Sättigungsmagnetostriktion und der Größe $J_s^2/\lambda_{\parallel}$, berechnet aus der Anisotropie des ΔE -Effektes. Zum Vergleich sind einige Literaturwerte eingezeichnet

Funktion aus Messungen von χ_0 unter starkem Zug von G. SCHARFF⁶, aus Messungen von $\lambda_{\parallel}$ von D. KIRKHAM⁷ und von R.R. BIRSS und E.W. LEE⁸ und von W. DÖRING⁹ stimmen nicht überein; letzterer findet sogar Temperaturunabhängigkeit von $J_s^2/\lambda_{\parallel}$. Bemerkenswert ist, daß sich hier ein in den anderen Messungen fehlendes Maximum bei 200° C ergab, das vielleicht mit dem Übergang der Richtung der leichtesten Magnetisierung von 111 auf 110 oder der Nullstelle der Kristallenergieanisotropiekonstanten zusammenhängt.

⁵ Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus, herausgeg. von W. KÖSTER. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956.

⁶ SCHARFF, G.: Z. Physik **97**, 73 (1935).

⁷ KIRKHAM, D.: Phys. Rev. **52**, 1162 (1937).

⁸ BIRSS, R.R., and E.W. LEE: Proc. Phys. Soc. **76**, 502 (1960).

⁹ DÖRING, W.: Z. Physik **103**, 560 (1936).

9. Fe-Ni mit 46 und 36% Ni. Die Formel (6) sollte auch gelten, wenn die Anisotropie der Magnetostriktion sich nicht so einfach darstellen läßt wie bei Nickel. Die Messungen an den Legierungen bestätigen diese Überlegung: Die Feldabhängigkeit der Anisotropie des ΔE -Effektes ist ein Maß für die lineare Sättigungsmagnetostriktion.

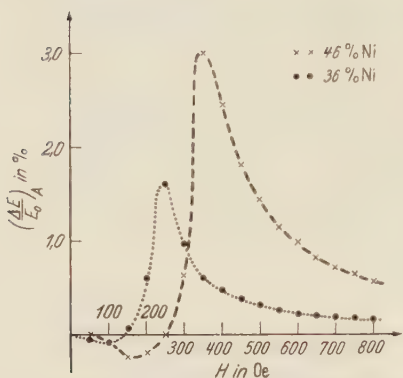


Fig. 13. Die Anisotropie des ΔE -Effektes der Platten aus Fe-Ni mit 46 und 36% Ni als Funktion der Feldstärke

Die Platte mit 46,25% Ni (für das Material danke ich Herrn Prof. Dr. W. OELSEN) der Abmessungen $2R = 44,7$ mm, $2h = 1$ mm wurde 1 Std bei 700°C geglüht, die Frequenz der Schwingung mit zwei KnD war 2,10 kHz im unmagnetischen Zustand. Die Platte mit 36% Ni (Vereinigte Nickelwerke), $2R = 45$ mm, $2h = 1$ mm, wurde 2 Std bei 750°C geglüht, die Frequenz der Schwingung mit zwei KnD war 2,05 kHz im unmagnetischen Zustand.

Fig. 13 zeigt die Anisotropie des ΔE -Effektes, gemessen an der Schwingung mit zwei KnD, als Funktion der Feldstärke. Ihr Verlauf ist ähnlich wie bei reinem Nickel, so daß die Vorstellungen zur Erklärung

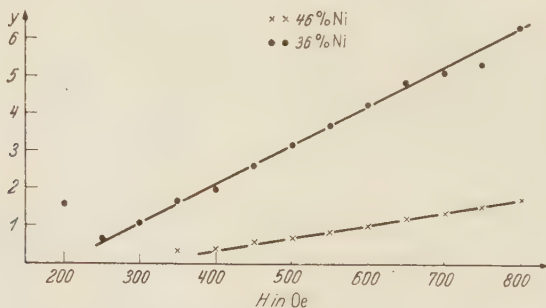


Fig. 14. Der reziproke Wert der Anisotropie des ΔE -Effektes (γ) als Funktion der Feldstärke

der Feldabhängigkeit der Anisotropie des ΔE -Effektes bei Nickel auch auf andere ferromagnetische Körper übertragen werden können. Im Bereich der Formel (6) muß $\gamma = (\Delta E/E_0)^{-1}$ als Funktion von H eine Gerade ergeben, was nach Fig. 14 für beide Legierungen der Fall ist. Aus der Steigung der Geraden — nach (6) $J_s/(\lambda_{\parallel}^2 \cdot E_0)$ proportional — ergibt sich bei Kenntnis von J_s und E_0 eine der linearen Sättigungsmagnetostriktion proportionale Größe. Der Proportionalitätsfaktor

wurde durch Vergleich mit den Messungen an reinem Nickel eliminiert*. Mit den aus der Literatur¹⁰ entnommenen Werten für die Sättigungsmagnetisierungen J_s und den aus den Resonanzfrequenzen bei großen Feldstärken berechneten E -Moduln E_0 ergibt sich, wenn man die Sättigungsmagnetostriktion des reinen Nickels zu $34 \cdot 10^{-6}$ annimmt, für die Sättigungsmagnetostriktion der 46,25%igen Ni-Fe-Legierung $\lambda_{46} = 28 \cdot 10^{-6}$ und für die 36%ige Ni-Fe-Legierung $\lambda_{36} = 15 \cdot 10^{-6}$.

Die in der Literatur angegebenen linearen Sättigungsmagnetostriktionen der beiden Legierungen streuen stark. Beim Vergleich ist der von der Volumenmagnetostriktion herkommende Anteil durch Extrapolation der λ - H -Kurven zu eliminieren, da die aus der Anisotropie des ΔE -Effektes berechneten λ -Werte den Anteil der Volumenmagnetostriktion nicht enthalten, weil die von ihr erzeugte Änderung der elastischen Konstanten richtungsunabhängig ist. Für 46% Ni in Fe (Volumeneffekt relativ klein) ist $\lambda_{46} = 26 \cdot 10^{-6}$ ¹⁰. Für 36% Ni in Fe (Volumeneffekt groß) entnimmt man aus¹⁰ $\lambda_{36} = 14 \cdot 10^{-6}$ (nach HONDA) und $20 \cdot 10^{-6}$ (nach SCHULZE); nach BJELOW¹¹ ist $\lambda_{36} = 14 \cdot 10^{-6}$.

Vergleich mit den Messungen an Stäben

10. Die Feld- und Temperaturabhängigkeit des Torsionsmoduls (G -Modul) wurde in neuerer Zeit von MOEBIUS¹², HIBI¹³ und MIŠEK und KRATOCHVILOVA¹⁴ gemessen, und zwar mit einem Torsionspendel an Nickel. Nach den Messungen von MOEBIUS ist in Fig. 15 das dem G -Modul proportionale Quadrat der Frequenz des Torsionspendels in relativen Einheiten in Fig. 15a gegen die Feldstärke bei konstanter Temperatur (23° C) und in Fig. 15b gegen die Temperatur bei konstanter Feldstärke (383 Oe) aufgetragen. Die Feldabhängigkeit des G -Moduls zeigt ein ausgeprägtes Minimum und die Temperaturabhängigkeit ist konvex; beide Erscheinungen treten bei den entsprechenden Kurven des an Stäben gemessenen E -Moduls nicht auf.

Das Minimum in der Feldabhängigkeit des G -Moduls schreiben TAKAGI¹⁵ und HIBI der beim Torsionspendel zusätzlich auftretenden Zugbelastung zu. MIŠEK und KRATOCHVILOVA nennen die Abnahme des

* Dabei wird implizit angenommen, daß auch bei den beiden Fe-Ni-Legierungen für das Drehmoment einer Spannung die Formel (2) gilt. Die Ableitung der Formel (6) ist auch mit einer anderen Funktion an Stelle von (2) möglich, nur die Konstante C in (6) ändert ihren Wert.

¹⁰ BOZORTH, R. M.: Ferromagnetism. New York: D. van Nostrand Company 1951.

¹¹ BJELOW, K. P.: Erscheinungen in ferromagnetischen Metallen, Berlin: VEB Verlag Technik 1953.

¹² MOEBIUS, W.: Phys. Z. **35**, 806 (1934).

¹³ HIBI, T.: Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. **28**, 435 (1940).

¹⁴ MIŠEK, K., u. E. KRATOCHVILOVA: Czechosl. J. Phys. **9**, 405 (1959).

¹⁵ TAKAGI, M.: Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. **28**, 85 (1939).

G-Moduls bei niedrigen Feldstärken in Anlehnung an OCHSENFELD¹⁶ den „unechten“ ΔG -Effekt. Demgegenüber ergibt sich hier durch Vergleich mit den Messungen an Plattenschwingungen, daß das Minimum in der Feldabhängigkeit des G-Moduls und sein konvexer Temperaturgang durch den bei der Torsion auftretenden Winkel von 45° zwischen Spannungen und Magnetisierungsrichtung zu erklären ist*. Zur Erläuterung dient Fig. 8 [wegen $\angle(H, \sigma) 45^\circ$ nur die Bilder 2b, 3b und 4b]. Man sieht, daß bei Erhöhung der Feldstärke vom Wert 0 bis zur Sättigungsfeldstärke das von der Spannung σ auf die Magnetisierungsvektoren ausgeübte mittlere Drehmoment ständig zunimmt und bei der Sättigungsfeldstärke seinen ma-

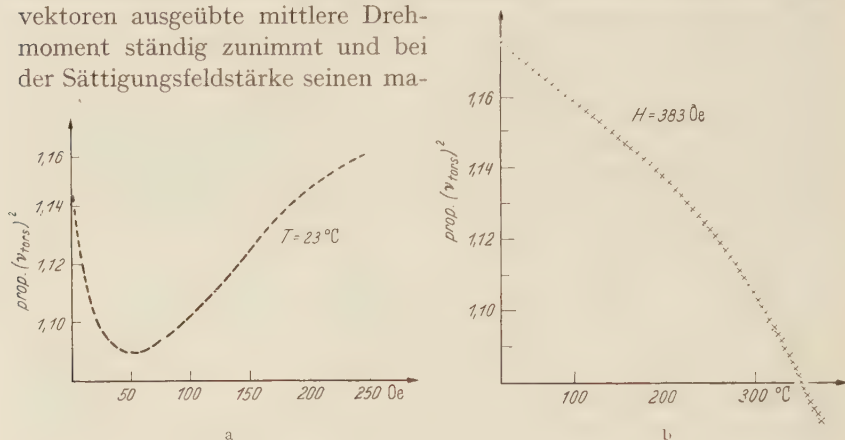


Fig. 15. a Die Feldabhängigkeit des G-Moduls nach W. MOEBIUS¹². b Die Temperaturabhängigkeit des G-Moduls bei $H = 383$ Oe nach W. MOEBIUS¹²

ximalen Wert erreicht. Der ΔG -Effekt, der sich aus dem mittleren Drehmoment der Spannung σ berechnet, nimmt daher ebenfalls solange zu, bis die Sättigungsfeldstärke erreicht ist. Wenn H größer als die Sättigungsfeldstärke wird, so gilt Formel (5) (mit $\alpha = 45^\circ$) und der ΔG -Effekt nimmt proportional mit $1/H$ wieder ab. Daher nimmt der G-Modul bei niedrigen Feldstärken ab und steigt bei höheren Feldstärken hyperbelartig an. Der Temperaturgang ist konvex, da sich dem normalen Temperaturgang der elastischen Konstanten der Temperaturgang der Anisotropie des ΔE -Effektes überlagert.

Die Messungen an Plattenschwingungen bestätigen diese Überlegungen. Wenn bei der Schwingung mit zwei KnD $\angle(H, \text{KnD}) 0^\circ$ bzw. 90° , d.h. wie bei der Torsion $\angle(H, \sigma) 45^\circ$ ist, so tritt auch bei der Feldabhängigkeit des ΔE -Effektes ein ausgeprägtes Minimum auf (Fig. 9)

* Die bei der Torsion eines Drahtes oder Stabes entstehenden Hauptspannungen sind unter 45° zur Stabachse geneigt. Bei Magnetisierung in Richtung der Stabachse schließen diese Spannungen 45° mit der Feldrichtung ein.

¹⁶ OCHSENFELD, R.: Z. Physik **143**, 375 (1955).

und die Temperaturabhängigkeit ist ebenfalls konvex (Fig. 11, untere Kurve).

11. Biegung und Dehnung im Magnetfeld. Nach HONDA und TERADA¹⁷ ist die Feldabhängigkeit des ΔE -Effektes bei Messung mit der Biegemethode deutlich verschieden von der bei der Verlängerungsmethode gemessenen. GIEBE und BLECHSCHMIDT¹⁸ stellten fest, daß bei einem harten Nickelstab der ΔE -Effekt bei Messung an longitudinalen Schwingungen positives, bei Messung an transversalen Schwingungen negatives Vorzeichen hat. KÖSTER¹⁹ fand für die Feldabhängigkeit des ΔE -Effektes mit transversalen Stabschwingungen andere Ergebnisse als SIEGEL und QUIMBY²⁰ u. a. mit Longitudinalschwingungen. OCHSENFELD¹⁶ fand bei der Feldabhängigkeit des ΔE -Effektes zweier Ni-Fe-Legierungen mit Transversalschwingung ein Minimum, das von anderen Autoren bei der Messung an Longitudinalschwingungen nicht gefunden wurde.

Die Schubspannungen dürfen nach 4. nicht vernachlässigt werden. Der Unterschied zwischen Biegung und Dehnung besteht aber darin, daß im einen Fall Schubspannungen auftreten, im anderen nicht. Es ist deshalb zu untersuchen, welchen Einfluß die Schubspannungen auf den ΔE -Effekt eines Stabes haben. Fig. 16 zeigt den Verlauf der Spannungstrajektorien* in einem transversal schwingenden Stab. Im Schwingungsknoten schließt die Richtung der Hauptspannungen 45° mit der neutralen Faser ein. Da die Magnetisierungsrichtung stets in der neutralen Faser liegt, nimmt der E -Modul der in der Nähe des Knotens liegenden Volumenelemente bei kleineren Feldstärken ab (vgl. 10.). Im Schwingungsbauch sind die Spannungen parallel zur neutralen Faser und schließen den Winkel 0° mit der Magnetisierungsrichtung ein. Die Feldabhängigkeit des E -Moduls der in der Nähe des Schwingungsbauches liegenden Volumenelemente gleicht deshalb der an Longitudinalschwingungen gemessenen, die mit wachsendem Feld nur wenig oder überhaupt nicht abnimmt. Der ΔE -Effekt des ganzen Stabes stellt einen Mittelwert der ΔE -Effekte der einzelnen Volumenelemente dar.



Fig. 16. Spannungstrajektorien bei Biegeschwingungen. Ausgezogene Linien z. B. Richtung der Druckspannungen, gestrichelte Linien Zugspannungen, dicker Strich = neutrale Faser

* Die Spannungstrajektorien sind Linien, die überall die Richtung der Hauptspannungen angeben.

¹⁷ HONDA, K., u. T. TERADA: Phil. Mag. **13**, 36 (1907).

¹⁸ GIEBE, E., u. E. BLECHSCHMIDT: Ann. Phys. **11**, 905 (1931).

¹⁹ KÖSTER, W.: Z. Metallkde. **35**, 57, 194 (1943).

²⁰ SIEGEL, S., u. S. L. QUIMBY: Phys. Rev. **49**, 663 (1936).

Es ist daher verständlich, daß der aus Longitudinalschwingungen bzw. beim Dehnungsversuch bestimmte E -Modul bei kleineren Feldstärken größer ist als der E -Modul aus Transversalschwingungen bzw. bei der Biegemethode.

12. Die Poissonsche Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen dem E -Modul, dem G -Modul und dem Kompressionsmodul K eines isotropen Körpers: $1/G = 3/E - 1/K$. Beim Magnetisieren gilt bei vielen Substanzen $K = \text{const}$ und die relativen Änderungen von G und E sind klein. Für die Änderung der elastischen Konstanten im Magnetfeld gilt daher:

$$\Delta G/G_0 = 3 \cdot G_0/E_0 \cdot \Delta E/E_0. \quad (7)$$

Da die Poissonsche Gleichung und damit auch (7) nur für isotrope Körper gilt, ist (7) wegen der Anisotropie des ΔE -Effektes im allgemeinen nicht erfüllt, das zeigen z.B. die bei 10. mitgeteilten Meßergebnisse des ΔE - und ΔG -Effektes an Nickel. Es ist also die Meinung von BECKER und DÖRING⁴ nicht richtig, daß nach (7) der ΔG -Effekt aus dem ΔE -Effekt zu berechnen ist; COOKE und BROWN²¹ finden dieses an Eisen nur deshalb, weil bei Eisen wegen der kleinen Magnetostriktion auch die Anisotropie des ΔE -Effektes klein ist. Das Bestehen oder Nichtbestehen der Beziehung (7) zwischen ΔG und ΔE ist ein Kriterium dafür, ob ein Material eine kleine oder große Anisotropie des ΔE -Effektes hat, wenn die Gewähr für im unmagnetischen Zustand isotrope Proben gegeben ist.

Die Arbeit wurde unter der Leitung von Herrn Professor Dr. WALTHER GERLACH, dem ich für viel Anregung und Förderung herzlich danke, ausgeführt. Den Elastomaten verdanke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

²¹ COOKE, W.T.: Phys. Rev. **50**, 1158 (1936). — BROWN, W.F.: Phys. Rev. **50**, 1165 (1936).

Lebenslauf

Am 7. September 1935 wurde ich, HANS-CHRISTOPH SIEGMANN, als Sohn des Notars RICHARD SIEGMANN und der ELISABETH SIEGMANN, geb. VEIEL, in Heidenheim/Brenz geboren. Nach einem dreijährigen Besuch der Volksschule in Ravensburg/Wttbg. besuchte ich das Humanistische Gymnasium in Lindau/Bodensee, an dem ich im Juni 1953 die Reifeprüfung ablegte. Das Studium der Physik begann ich im Herbst 1953 an der Universität München und bestand am 26. November 1956 die Diplomvorprüfung. Nach weiterem Studium an der Münchner Universität erhielt ich Gelegenheit, im 1. Physikalischen Institut eine Diplomarbeit mit dem Thema „Messungen der Ionisation der Luft“ anzufertigen. Die Diplomprüfung legte ich am 8. Dezember 1958 ab. Mein Studium konnte ich dank eines Stipendiums der Studienstiftung d. D. V. finanzieren. Seit März 1959 bin ich als Hilfsassistent im physikalischen Anfängerpraktikum und im Praktikum für Fortgeschrittene beschäftigt. Herrn Professor Dr. WALTHER GERLACH bin ich großen Dank schuldig für die Förderung, Anregung und Aufmunterung, die er mir während meines ganzen Studiums hat zukommen lassen.

München, den 23. Mai 1961

